

($z=1,4$), и можно было бы думать, что PbO_2 действует и без сажи. Однако при горении пороха с этим катализатором наблюдалось сильное сажеобразование. Вполне возможно, что под влиянием PbO_2 образование продуктов с высоким содержанием углерода происходило уже в реакционном слое к-фазы, и выделившийся углерод усиливал действие PbO_2 .

На возможность образования таких продуктов в присутствии свинецсодержащих катализаторов указывают данные по влиянию PbO и PbO_2 на термическое разложение нитроцеллюлозы (опыты проведены А. П. Денисюком и А. С. Андросовым). В их присутствии повышается содержание CO_2 в газовой фазе, а CO не образуется совсем (на начальных стадиях), т. е. имеет место обогащение к-фазы углеродом.

Таким образом, можно предположить, что высокоэффективное действие свинецсодержащих катализаторов при горении баллиститного пороха возможно только в присутствии сажи (добавленной или образовавшейся в процессе горения), а без сажи катализ если и имеет место, то лишь в слабой мере.

*Поступила в редакцию
18/IV 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. I. Hewkin, I. A. Hicks a. o. Combustion Science and Technology, 1971, 2, 307.
2. Прекел. Ракетная техника и космонавтика, 1965, 2, 238.
3. В. И. Авдюнин, Н. Н. Бахман и др. Изв. вузов, Химия и химическая технология, 1971, XIV, 5.

УДК 533.6.011.72

ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НОРМАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕАЛЬНЫХ ГАЗАХ

А. К. Станюкович

(Москва)

Для решения ряда задач прикладной газовой динамики, связанных с сильными ударными волнами, необходимо знание параметров не только падающих, но и отраженных ударных волн, в частности, давления газа за фронтом нормально отраженной ударной волны, что для слабых волн не представляет трудности. Для сильных ударных волн расчет нормального отражения обычно проводится весьма трудоемкими численными методами [1]. Вместе с тем термодинамические свойства некоторых газов за падающей волной обычно заранее известны [2].

Введение в законы сохранения для ударных волн параметра $\gamma_e = h_1/\epsilon_1$, где h_1 — удельная энтальпия, ϵ_1 — удельная внутренняя энергия газа за падающей волной, позволяет получить приближенные аналитические зависимости, дающие удовлетворительную точность для оценочных расчетов давления за отраженной волной.

Падающая волна описывается соотношением Гюгонио для реального газа

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{\frac{\gamma_\varepsilon + 1}{\gamma_\varepsilon - 1} \frac{p_1}{p_0} + 1}{\frac{p_1}{p_0} + \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}}, \quad (1)$$

где γ_0 — показатель адиабаты невозмущенного газа. Для отраженной волны, поскольку перепад давлений p_2/p_1 значительно меньше p_1/p_0 и она распространяется по газу с высоким давлением, изменение γ_ε в рассматриваемом диапазоне интенсивностей падающих волн обычно не превышает 5% [1], и можно в первом приближении пренебречь им и записать уравнение адиабаты Гюгонио в классическом виде ($\gamma_{\varepsilon_1} = \gamma_{\varepsilon_2} = \gamma_\varepsilon$). После ряда преобразований уравнений для падающей и отраженной волн получим:

$$\frac{(p_2 - p_1)^2}{(\gamma_\varepsilon + 1)p_2 + (\gamma_\varepsilon - 1)p_1} = (1 + \theta) \frac{(p_1 - p_0)^2}{(\gamma_\varepsilon - 1)p_1 + (\gamma_\varepsilon + 1)p_0}. \quad (2)$$

Здесь

$$1 + \theta = \frac{1 + \delta(p_1/p_0 - 1)}{1 - 2\delta/[(\gamma_\varepsilon - 1)p_1/p_0 + (\gamma_\varepsilon + 1)]}, \quad \delta = \frac{\gamma_0 - \gamma_\varepsilon}{\gamma_0 - 1}.$$

Индексы 2, 1, 0 соответственно означают параметры за отраженной и падающей волнами и невозмущенного газа. Поскольку величина $2\delta/[(\gamma_\varepsilon - 1)p_1/p_0 + (\gamma_\varepsilon + 1)] \ll 1$ во всем диапазоне падающих волн (при $p_1/p_0 = 1$, $\gamma_0 = \gamma_\varepsilon$ и $\delta = 0$; при $p_1/p_0 \gg 1$ $2\delta \ll (\gamma_\varepsilon - 1)p_1/p_0 + (\gamma_\varepsilon + 1)$), можно, пренебрегая членами высшего порядка малости по сравнению с первыми, получить простое выражение для параметра θ

$$\theta = \frac{\delta}{p_1/p_0 - 1} \left[\frac{\frac{\gamma_\varepsilon + 1}{\gamma_\varepsilon - 1} \frac{p_1}{p_0} + 1}{\frac{p_1}{p_0} + \frac{\gamma_\varepsilon + 1}{\gamma_\varepsilon - 1}} \right]. \quad (3)$$

Нетрудно показать, что $\theta \ll 1$ во всем диапазоне p_1/p_0 (при $p_1/p_0 = 1$ $\theta = 0$; при $p_1/p_0 \rightarrow \infty$ $\lim \theta = 0$).

Для упрощения дальнейших выкладок представим уравнение (2) как связь между избыточными давлениями $\Delta p_2 = p_2 - p_0$ и $\Delta p_1 = p_1 - p_0$. После некоторых преобразований получим квадратное уравнение относительно Δp_2 :

$$\Delta p_2^2 - \left[2A + \frac{A^2 B}{C} (1 + \theta) \right] \Delta p_2 - \theta A^2 = 0,$$

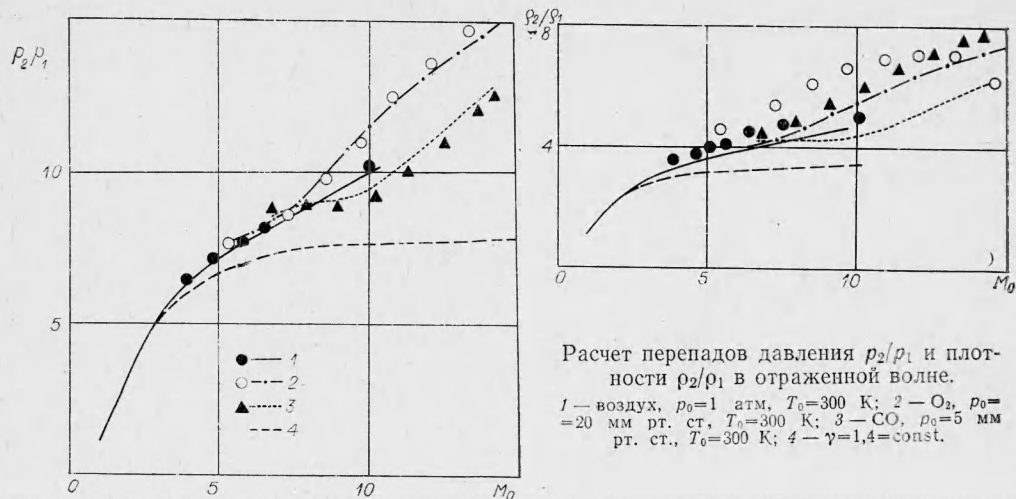
где

$$A = \Delta p_1, \quad B = \gamma_\varepsilon + 1, \quad C = (\gamma_\varepsilon - 1) \Delta p_1 + 2\gamma_\varepsilon p_0.$$

Решая это уравнение с учетом $\theta \ll 1$ и выбирая корень со знаком плюс перед радикалом, получим выражение для Δp_2

$$\Delta p_2 = 2A + \frac{A^2 B}{C} \left\{ 1 + \theta \left[1 + \frac{C^2}{AB} \frac{1}{2C + AB(1 + \theta)} \right] \right\}.$$

Анализ последнего члена в квадратных скобках показывает, что при $\Delta p_1 \gg 1$ он мал по сравнению с 1 и им можно пренебречь.



Таким образом, получаем окончательное выражение для давления за отраженной волной:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(3\gamma_\varepsilon - 1)p_1 - (\gamma_\varepsilon - 1)p_0}{(\gamma_\varepsilon - 1)p_1 + (\gamma_\varepsilon + 1)p_0} + \frac{\theta}{p_1} \frac{(\gamma_\varepsilon + 1)(p_1 - p_0)^2}{[(\gamma_\varepsilon - 1)p_1 + (\gamma_\varepsilon + 1)p_0]}, \quad (4)$$

где θ определяется из выражения (3). Поскольку при $p_1 \gg 1$ $\theta \rightarrow 0$, можно пренебречь вторым членом в правой части выражения (4), в результате чего приходим к соотношению, аналогичному известной формуле для идеального газа, но с γ_ε вместо γ . Перепад плотностей в отраженной волне можно определить из уравнения (1).

На рисунке приведены результаты расчетов p_2/p_1 и ρ_2/ρ_1 по формулам (1), (4) в функции числа Маха падающей волны M_0 для воздуха, O_2 и CO при различных начальных давлениях в предположении о полном равновесии протекающих процессов. Значками показаны результаты точных расчетов, выполненных к. ф.-м. н. Л. Г. Гвоздевой и А. Д. Котляровым. Расчет проводился до чисел Маха $M_0 \leq 15$, так как для более сильных волн необходим учет эффектов излучения. Сравнение результатов приближенных и точных расчетов показывает хорошую точность метода при определении давления p_2 . Для определения плотности газа ρ_2 метод малопригоден, так как приближение $\gamma_{\varepsilon 2} = \gamma_{\varepsilon 1}$ приводит к ошибке 20—30% в значениях ρ_2 .

Поступила в редакцию
5/VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Арутюнян, Л. В. Карчевский, Отраженные ударные волны. М., «Машиностроение», 1973.
2. А. С. Предводителев, Е. В. Ступоченко и др. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во АН СССР, 1959; М., ВЦ АН СССР, 1962.